



## Contenu en étrangeté du nucléon ; Expérience G0 au JLab

B. Guillon

### ► To cite this version:

B. Guillon. Contenu en étrangeté du nucléon ; Expérience G0 au JLab. Journées Jeunes Chercheurs, Nov 2003, La-Roche-en-Ardenne, France. pp.245-248. in2p3-00023796

**HAL Id: in2p3-00023796**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00023796>**

Submitted on 17 Feb 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Contenu en étrangeté du nucléon ; Expérience $G^0$ au JLab

**Benoît GUILLON**  
*LPSC , Grenoble*



### Résumé

L'expérience  $G^0$  se propose de déterminer la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électrofaibles et axial du nucléon sur un large domaine en  $Q^2$  (de 0.1 à 1 (GeV/c)<sup>2</sup>). La première partie de ce document pose le formalisme de  $G^0$  et explique comment il est possible d'accéder au contenu en étrangeté du nucléon par une mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon. Je présenterai ensuite le dispositif expérimental mis en place et les différentes phases de l'expérience.

### 56.1 Introduction

Dès les années 1970, la diffusion profondément inélastique d'électrons sur des cibles d'hydrogène a dévoilé le caractère composite du proton, modélisé alors comme constitué de 3 partons. Depuis, la puissance des accélérateurs et la montée en énergie des faisceaux nous ont permis de comprendre de façon plus approfondie la structure interne des nucléons. Ainsi, d'autres expériences à très haute énergie ont permis aux physiciens de postuler puis de vérifier l'existence et les propriétés des 3 familles de quarks et de leptons, formalisées par le modèle standard.

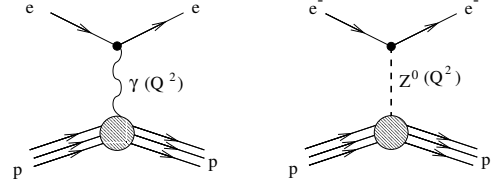
On représente à présent le nucléon dans le cadre théorique de la QCD comme composé de trois quarks de valence ( $uud$  pour le proton et  $udd$  pour le neutron). Ces quarks portent une charge de couleur et interagissent par échange de gluons colorés (interaction forte). Ils ne peuvent être observés à l'état libre et restent confinés à l'intérieur des hadrons, neutres de couleur. Etant donnée la complexité de l'interaction forte, la structure en quarks des nucléons reste encore très mal connue, et les trois quarks de valence ne suffisent pas à expliquer certaines quantités, tels que leur masse ou leur spin. La prise en compte de la mer de quarks-antiquarks et de gluons semble nécessaire pour pouvoir reproduire toutes ces propriétés. Parmi les quarks de la mer, le quark étrange  $s$  se trouve être le candidat le plus accessible car c'est le plus léger des quarks n'ayant pas de contribution de valence. Dans ce cadre théorique, l'expérience  $G^0$  se propose d'étudier le contenu en paires  $s\bar{s}$  de la mer de quarks et de gluons entourant les quarks constituants, par la détermination des facteurs de forme étranges à différents moments transférés ( $Q^2$ ). Nous verrons que ces quantités sont accessibles expérimentalement par une expérience de mesure d'asymétrie de violation de parité. L'expérience  $G^0$  consiste, dans un

premier temps, en la mesure de deux asymétries en diffusion élastique aux angles avant et arrière d'électrons polarisés sur une cible d'Hydrogène non polarisée et dans un deuxième temps, en une mesure d'asymétrie en diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés sur une cible de Deuteron aux angles arrière.

### 56.2 La physique de $G^0$

#### 56.2.1 Les facteurs de formes électrofaibles

En diffusion élastique électron-nucléon, deux interactions entrent en jeu : l'interaction électromagnétique avec l'échange d'un photon virtuel  $\gamma^*$  et l'interaction faible avec l'échange d'un boson neutre  $Z^0$ .



En théorie quantique des champs, les expressions de sections efficaces d'interaction s'obtiennent par l'écriture préalable des courants de Noether associés aux particules intervenant dans l'état initial et final de la réaction. Pour l'électron, qui est un fermion ponctuel, les courants électromagnétique et faible neutre s'obtiennent par application directe de l'électrodynamique quantique (QED). Par contre, dans le cas des nucléons qui ne sont pas ponctuels, il nous faut introduire des facteurs de forme, afin de rendre compte de leur structure interne. Ainsi la paramétrisation des courants électromagnétique et faible neutre en fonction du quadri-moment transféré  $Q^2$  s'expriment suivant la relation :

$$\langle P' | J_\mu^{\text{EM}} | P \rangle = \bar{U} \left[ F_1^{(\gamma,p)}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} F_2^{(\gamma,p)}(Q^2) \right] U$$

$$\langle P' | J_\mu^Z | P \rangle = \bar{U} \left[ F_1^{(Z,p)}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} F_2^{(Z,p)}(Q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 G_A^{(Z,P)}(Q^2) \right] U,$$

où  $F_{1,2}^{(\gamma,p)}$  sont les facteurs de forme de Pauli-Dirac vectoriels électromagnétiques,  $F_{1,2}^{(Z,p)}$  les facteurs de forme de Pauli-Dirac vectoriels faibles et  $G_A^{(Z,P)}$  le facteur de

forme axial. Ces facteurs de forme traduisent le fait que le nucléon n'est pas une particule ponctuelle. Au 1<sup>er</sup> ordre de la théorie,<sup>1</sup> seule l'interaction faible viole la symétrie de parité. L'expression du courant électromagnétique sera donc de nature purement vectorielle, alors que le courant faible contiendra un terme axial supplémentaire (incluant le tenseur  $\gamma^5$ ) [1].

### 56.2.2 Décomposition des facteurs de forme suivant les saveurs de quark

On utilise souvent les facteurs de forme de Sachs, qui sont des combinaisons linéaires des facteurs de forme de Pauli-Dirac :

$$\begin{aligned} \text{électrique :} \quad G_E^{(\gamma,Z)} &= F_1^{(\gamma,Z)} - \tau F_2^{(\gamma,N)} \\ \text{magnétique :} \quad G_M^{(\gamma,Z)} &= F_1^{(\gamma,Z)} + F_2^{(\gamma,Z)}, \end{aligned}$$

Ces facteurs de forme de Sachs s'interprètent dans le référentiel de Breit<sup>2</sup>, comme les transformées de Fourier des densités de charge et de courant à l'intérieur du nucléon [2]. Ainsi, à  $Q^2 = 0$ , ils s'identifient à la charge électrique  $Q_N$  et au moment magnétique  $\mu_N$  :

$$Q_N = G_E^{(\gamma,N)}(Q^2 = 0) \quad \text{et} \quad \mu_N = G_M^{(\gamma,N)}(Q^2 = 0).$$

De plus, à l'intérieur du nucléon, la sonde électrofaible n'est sensible qu'aux quarks. On peut donc développer linéairement les facteurs de forme sur les 6 saveurs de quark en faisant intervenir la charge électrique pour les facteurs de forme électromagnétiques et la charge faible pour les facteurs de forme faibles :

$$G_{E,M}^{(\gamma,N)} = \sum_q Q_q G_{E,M}^{(q,N)} \quad (56.1)$$

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \sum_q \left( \frac{1}{2} T_3^q - Q_q \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^{(q,N)} \quad (56.2)$$

où  $Q_q$  est la charge électrique et  $T_3^q$  la 3<sup>ième</sup> composante de l'isospin faible du quark  $q$ .

Négligeant tout d'abord la contribution des quarks les plus lourds ( $c$ ,  $b$ ,  $t$ ) puis en supposant exacte la symétrie d'isospin des nucléons :

$$G_{E,M}^{u,p} \equiv G_{E,M}^{d,n}, \quad G_{E,M}^{d,p} \equiv G_{E,M}^{u,n} \quad \text{et} \quad G_{E,M}^{s,p} \equiv G_{E,M}^{s,n},$$

on peut exprimer la contribution du quark étrange en fonction d'observables mesurables :

$$G_{E,M}^{(s)} = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)} - 4 G_{E,M}^{(Z,p)}. \quad (56.3)$$

Contrairement aux facteurs de forme faibles  $G_{E,M}^{(Z,p)}$ , les facteurs de forme électromagnétiques  $G_{E,M}^{(\gamma,p)}$  sont connus et ont été mesurés expérimentalement en diffusion élastique ( $eN$ ) avec une précision satisfaisante. L'expérience  $G^0$  se propose donc de mesurer les facteurs

de forme faibles neutres  $G_{E,M}^{(Z,p)}$  pour pouvoir extraire les contributions étranges  $G_{E,M}^s$ .

### 56.2.3 Violation de parité et contribution étrange

En omettant les facteurs de phase et de normalisation, la section efficace de diffusion élastique électron-nucléon est proportionnelle au module carré de la somme cohérente des amplitudes de diffusion électromagnétique et faible neutre :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2.$$

Pour des  $Q^2$  inférieurs au  $(\text{GeV}/c)^2$ , l'amplitude faible  $\mathcal{M}_Z$  est  $10^{-5}$  fois plus petite que l'amplitude électromagnétique  $\mathcal{M}_\gamma$ . Il n'est donc pas possible d'extraire la composante faible neutre par une mesure de section efficace absolue.<sup>3</sup> Cependant, la mesure de l'asymétrie de violation de parité définie par :

$$\begin{aligned} A_{pv} &= \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-} \\ &\simeq \frac{\text{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^+ - \text{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^-}{2|\mathcal{M}_\gamma|^2}, \end{aligned}$$

où  $(d\sigma/d\Omega)^+$  et  $(d\sigma/d\Omega)^-$  sont les sections efficaces correspondant à des hélicités positive (+) ou négative (-) du faisceau d'électrons incident, nous permet d'extraire le terme d'interférence  $\text{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$  [3].

Finalement, cette asymétrie peut s'exprimer en fonction des contributions étranges  $G_{E,M}^s$  et du facteur de forme axial :

$$A_{PV} = \alpha_0 + \alpha_E G_E^s + \alpha_M G_M^s + \alpha_A G_A. \quad (56.4)$$

Les coefficients de cette combinaison linéaire dépendent de facteurs cinématiques calculables numériquement et des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon relativement bien connus.

## 56.3 Dispositif expérimental de $G^0$

### 56.3.1 Principe de l'expérience

D'après la relation (56.4), pour extraire les contributions  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^s$  à un  $Q^2$  donné, il nous faut réaliser 3 mesures d'asymétries différentes, correspondant à 3 combinaisons linéaires suffisamment contraignantes.

<sup>3</sup>Il est difficile de mesurer une section efficace absolue avec mieux que 1% d'erreur relative. Les facteurs de normalisation introduisent des erreurs systématiques trop importantes.

<sup>1</sup>échange d'un seul boson médiateur.

<sup>2</sup>Référentiel dans lequel le photon échangé possède une impulsion  $\vec{q}$  nulle et une énergie nulle

L'expérience  $G^0$  va ainsi mesurer, à 3 quadri-impulsions transférées (0.3, 0.5 et 0.8  $(\text{GeV}/c)^2$ ) données, deux asymétries en diffusion élastique électron-proton (à deux angles différents) et une asymétrie en diffusion quasi-élastique électron-deuton.

L'asymétrie étant de l'ordre du ppm ( $10^{-6}$ ), il nous faut une statistique gigantesque de  $10^{14}$  événements. La luminosité doit être maximisée et les détecteurs doivent couvrir le plus grand angle solide possible. De plus, afin de minimiser les erreurs systématiques et les fausses asymétries dues à des variations lentes et monotones des propriétés de l'appareillage, les changements d'hélicité doivent être fréquents et aléatoires.

Pour ce faire, le faisceau d'électrons polarisés est fourni par l'accélérateur CEBAF du Jefferson Laboratory [4] avec une grande polarisation de l'ordre de 80 % et une forte intensité de 40  $\mu\text{A}$ . Le changement d'hélicité est effectué aléatoirement en moins de 200  $\mu\text{s}$ , à une fréquence de 30 Hz par une cellule de Pockels. On utilise des cibles d'hydrogène et de deutérium liquide étendues de 20 cm de long. Le spectromètre, symétrique par

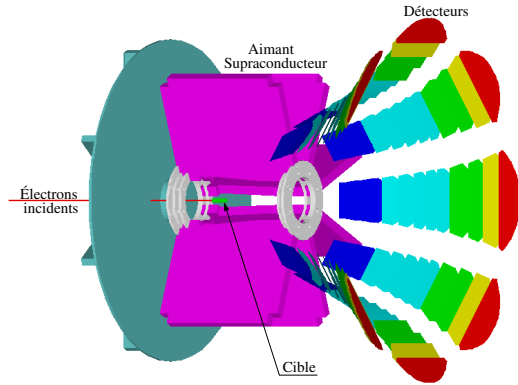


FIG. 56.1 – Vue schématique du spectromètre de  $G^0$ .

rapport à l'axe du faisceau, est divisé en huit secteurs identiques (octants). L'aimant est lui-même constitué de huit bobines supraconductrices. Pour chaque octant, les particules sont détectées par 16 FPD's (Focal Plan Detectors) situés dans le plan focal du champ magnétique. Chaque détecteur FPD est constitué de 2 scintillateurs identiques placés l'un derrière l'autre. Pour chaque octant, des collimateurs permettent la réduction du bruit de fond et cachent les détecteurs d'une vue directe de la cible. Ils délimitent également l'acceptance azimutale (20 degrés) et l'acceptance en  $Q^2$  de chaque secteur FPD's. L'ensemble du spectromètre (cible, aimant supraconducteur, collimateur) est placé dans un cryostat permettant de maintenir sa température à 4K [5].

### 56.3.2 La mesure aux angles avant

La première phase aux "angles avant" consiste en la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton. On utilise un faisceau d'électrons de 3 GeV et l'on détecte les protons de recul issus des diffusions élastiques pour des  $Q^2$  compris entre 0.1 et 1  $(\text{GeV}/c)^2$ . Cette mesure nous permettra d'obte-

nir pour chacun des  $Q^2$  (0.3, 0.5 et 0.8  $(\text{GeV}/c)^2$ ), une première combinaison linéaire (fig.56.2).

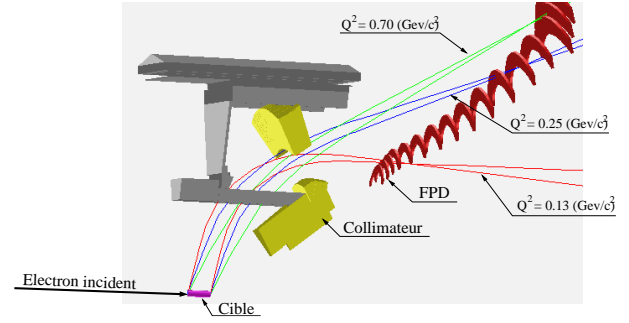


FIG. 56.2 – Trajectoires suivies par des protons provenant de diffusions élastiques à  $Q^2 = 0.13$ ,  $Q^2 = 0.25$  et  $Q^2 = 0.7$   $(\text{GeV}/c)^2$ . Chaque FPD correspond à un  $Q^2$  donné.

Le bruit de fond est essentiellement constitué de particules chargées pouvant également passer dans l'acceptance des collimateurs (protons inélastiques et  $\pi^+$ ), de photons réels créés le long de la cible par Bremsstrahlung, et de neutrons. En imposant la coïncidence des deux scintillateurs de chaque FPD, on élimine la majeure partie du bruit de fond neutre (neutron et  $\gamma$ ). Pour éliminer les particules chargées, on effectue des coupures sur le temps de vol (fig. 56.3).

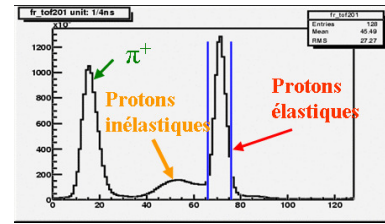


FIG. 56.3 – Spectre de temps de vol. Les coupures (bleu) nous permettent d'extraire le signal provenant de protons élastiques.

Il reste malgré tout, à l'intérieur des coupures élastiques, une contribution non négligeable d'événements provenant d'électrons inélastiques. Une partie de mon travail de thèse consiste en la détermination du facteur de dilution induit par cette contamination tant au niveau du taux de comptage que des fausses asymétries résultantes.

### 56.3.3 La mesure aux angles arrière

Pour la phase "arrière", portant sur la mesure d'asymétrie en diffusion élastique électron-proton et quasi-élastique électron-deuton, le spectromètre sera retourné afin de détecter cette fois-ci les électrons diffusés à un même angle de diffusion fixe de 110 degrés. Le changement de  $Q^2$  se fera donc en modifiant l'énergie du faisceau d'électrons incidents. La mesure se fera à trois énergies différentes (424, 576, 799 MeV) correspondant aux  $Q^2$  de 0.3, 0.5 et 0.8  $(\text{GeV}/c)^2$ , soit avec une cible d'Hydrogène, soit avec une cible de deuton. Pour chacun des  $Q^2$ , deux mesures (avec deux cibles) nous donneront les deux combinaisons linéaires manquantes. Le

bruit de fond sera principalement composé d'électrons inélastiques et de pions  $\pi^-$ .

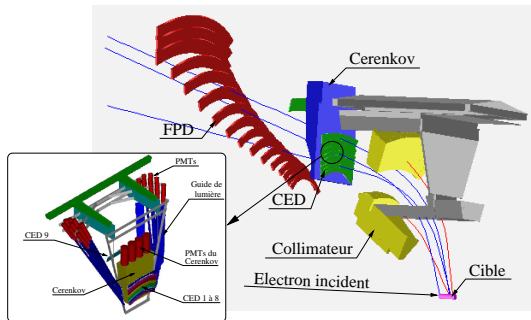


FIG. 56.4 – Trajectoires suivies par des électrons provenant de diffusions élastiques pour la mesure aux angles arrière.

Pour éliminer les électrons inélastiques, il nous faudra ajouter en sortie de cryostat un deuxième hodoscope (CED) constitué de neuf scintillateurs (fig. 56.4). La création d'une matrice de coïncidence entre les numéros du CED et du FPD touchés permettent de séparer correctement les électrons élastiques des inélastiques.

En ce qui concerne la contamination des pions  $\pi^-$  qui pourra atteindre 90 % du signal total, dans le cas le plus défavorable (cible de deutérium et énergie de faisceau de 799 MeV), la rejection se fera par l'ajout d'un compteur Čerenkov à aérogel situé entre les CEDs et FPDs de chaque octant (fig. 56.4). Seul le passage d'électrons dans le milieu radiateur du compteur Čerenkov sera signé par la création de lumière visible, détectable par quatre photo-multiplicateurs. Des simulations montrent que l'efficacité de détection des électrons par le compteur Čerenkov peut atteindre 95% et qu'il induit un facteur de réjection de l'ordre de 60 pour les pions. Ainsi, la contribution maximale des pions au signal total devrait être inférieure à 20 % (fig.56.5). Le LPSC Grenoble est impliqué dans la conception et la réalisation de quatre de ces compteurs Čerenkov qui constituent une autre partie de mon travail de thèse. Les tests d'un prototype ont eu lieu en 2003 et les quatre compteurs sont actuellement en construction au LPSC.

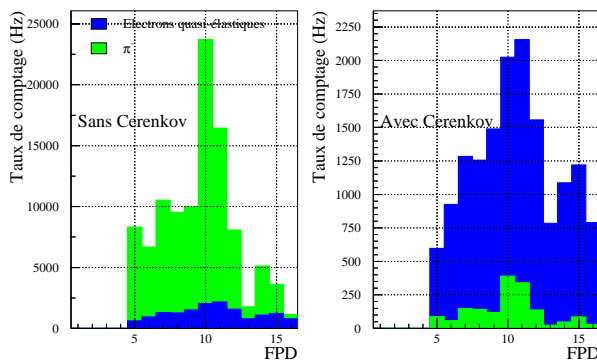


FIG. 56.5 – Taux de comptage en fonction du FPD touché (après coïncidence) avec ou sans utilisation du compteur Čerenkov.

## 56.4 Conclusion

Le dispositif expérimental de  $G^0$  est en phase de test dans le hall C du Thomas Jefferson Laboratory (Newport News - USA). Après la phase de tests préliminaires qui devrait se terminer fin janvier 2004, une première prise de données est prévue pour le printemps 2004 et consistera en la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant. L'ensemble expérimental sera ensuite retourné pour effectuer si tout se passe comme prévu en 2005 les mesures aux angles arrières en diffusion élastique électron-proton et quasi-élastique électron-deuteron.

## Remerciements

C'est un plaisir de remercier les coordinateurs des différentes sessions sans oublier les gentils organisateurs !

## Références

- [1] F. Halzen, A. Martin, *Quarks and Leptons*.
- [2] F.J.Ernst, R.G. Sachs, K.C. Wali, Phys. Rev. **119** (1960) 1105.
- [3] C. Cavata, *Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion  $\bar{e}p \rightarrow ep$* , Ecole Joliot-Curie (1998), Maubuisson, France.
- [4] page web JLab : <http://www.jlab.org/>
- [5] page web  $G^0$  : <http://www.npl.uiuc.edu/exp/G0/G0Main.html>